

УДК 535.012.21+530.182

## О ПРЕОБРАЗОВАНИИ СПЕКТРА ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ В АНИЗОТРОПНОЙ СРЕДЕ В УСЛОВИЯХ ВЫНУЖДЕННОГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

*А.Н. Бугай, С.В. Сазонов*

### Аннотация

С помощью численного моделирования исследовано вынужденное комбинационное рассеяние импульсов в несколько периодов колебаний в среде с одноосной анизотропией. Показано, что в ходе вынужденного комбинационного саморассеяния предельно коротких импульсов вместе со сдвигом спектра как целого в красную область происходит его сильное уширение. Сдвиг спектров обыкновенной и необыкновенной волн различен по величине.

**Ключевые слова:** предельно короткий импульс, спектральный суперконтинуум, вынужденное комбинационное рассеяние.

---

### Введение

Перестройка частоты излучения является одной из актуальных задач лазерной физики [1]. Наряду с широко известными явлениями, такими как генерация суммарных и разностных частот, вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР), в последнее время широкое применение получил эффект генерации спектрального суперконтинуума интенсивными сверхкороткими лазерными импульсами [2].

Спектральная ширина фемтосекундного лазерного импульса может перекрыть оптическую моду молекулярных колебаний, ответственных за ВКР. Вследствие этого уже в спектре входного импульса содержатся стоковые фурье-компоненты, способные эффективно раскачивать молекулярные колебания. В этих условиях лазерный импульс, проходя через комбинационно-активную среду, испытывает в ней непрерывный сдвиг частоты в красную область, причём величина этого сдвига пропорциональна как входной интенсивности, так и величине пройденного им пути. Данное явление получило название вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) [3–5].

Отметим, что как генерация суперконтинуума [2], так и эффект ВКР [6] наиболее детально исследованы в случае изотропных сред типа оптических волокон. В то же время большинство нелинейных кристаллов, традиционно используемых для преобразования частот, является анизотропным. Настоящая работа посвящена исследованию трансформации спектра интенсивных фемтосекундных импульсов в комбинационно-активной анизотропной среде.

### 1. Нелинейные волновые уравнения

Рассмотрим процесс распространения интенсивного импульса в несколько периодов колебаний в комбинационно-активной нелинейной среде с одноосной анизотропией. Пусть распространение происходит в плоскости, перпендикулярной к оптической оси одноосного кристалла.

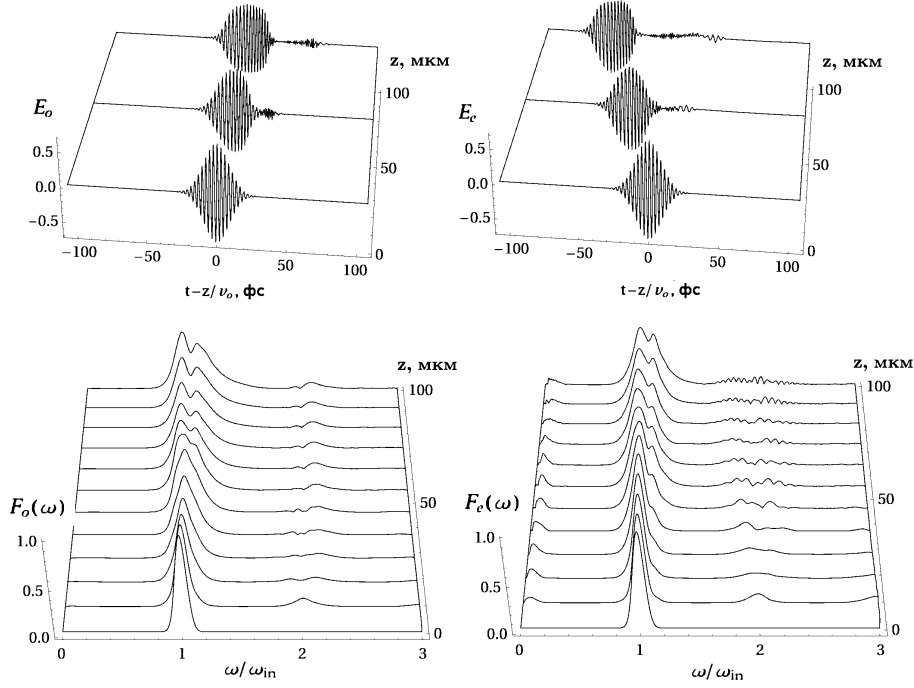


Рис. 1. Эволюция компонент  $E_o$  и  $E_e$  оптического импульса и их спектров  $F_o$  и  $F_e$  в отсутствие ВКС: генерация суперконтинуума. Пиковая интенсивность входного импульса  $I = 1 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

Ввиду малой длительности лазерного импульса необходимо описывать эволюцию непосредственно его поля, а не огибающей. Самосогласованная система нелинейных волновых уравнений в рассматриваемой геометрии имеет вид [7]

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_o}{\partial z} + \frac{n_o}{c} \frac{\partial E_o}{\partial t} - \delta_o \frac{\partial^3 E_o}{\partial t^3} + \sigma_o \int_{-\infty}^t E_o dt' + a_2 \frac{\partial E_e E_o}{\partial t} + a_3 \frac{\partial E_e^2 E_o}{\partial t} + \\ + 3b_{3o} E_o^2 \frac{\partial E_o}{\partial t} + q_o \frac{\partial}{\partial t} \left( E_o \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} (\chi_o E_o^2 + \chi_e E_e^2) dt_2 \right) = 0, \quad (1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_e}{\partial z} + \frac{n_e}{c} \frac{\partial E_e}{\partial t} - \delta_e \frac{\partial^3 E_e}{\partial t^3} + \sigma_e \int_{-\infty}^t E_e dt' + 2a_2 E_o \frac{\partial E_o}{\partial t} + 2b_2 E_e \frac{\partial E_e}{\partial t} + \\ + a_3 \frac{\partial E_o^2 E_e}{\partial t} + 3b_{3e} E_e^2 \frac{\partial E_e}{\partial t} + q_e \frac{\partial}{\partial t} \left( E_e \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} (\chi_o E_o^2 + \chi_e E_e^2) dt_2 \right) = 0, \quad (2) \end{aligned}$$

где  $E_o$  и  $E_e$  – поля обыкновенной и необыкновенной составляющих импульса,  $n_o$  и  $n_e$  – линейные безынерционные показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн соответственно,  $c$  – скорость света в вакууме. Слагаемые с коэффициентами  $\delta$  и  $\sigma$  учитывают линейные эффекты дисперсии, обусловленные электронным и ионным откликом соответственно. Коэффициенты  $a_2 = 2\pi\chi_{2o}/(n_o c)$ ,

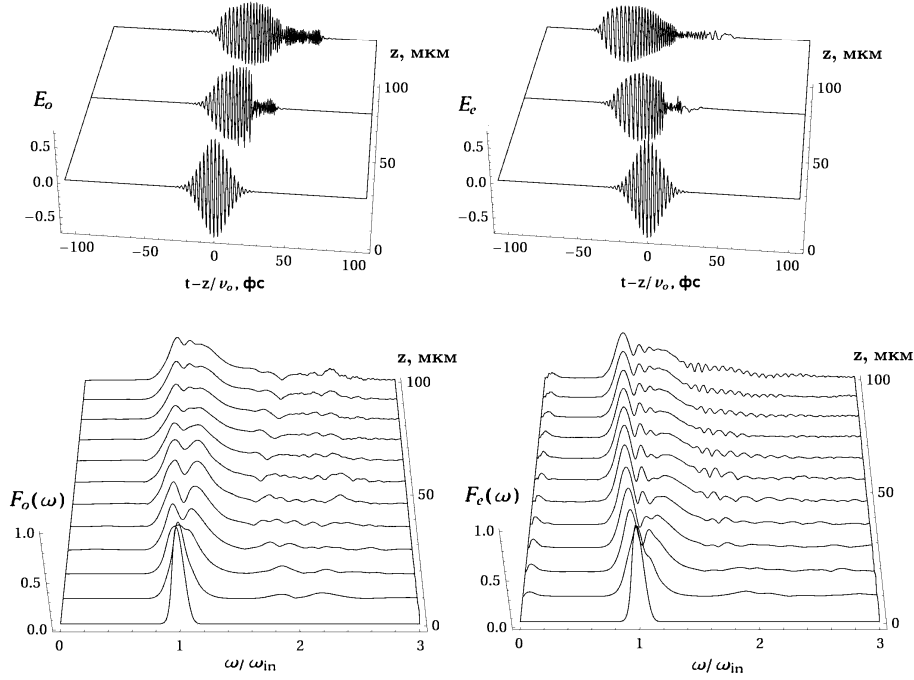


Рис. 2. Эволюция компонент  $E_o$  и  $E_e$  оптического импульса и их спектров  $F_o$  и  $F_e$  в отсутствие ВКС: уширение спектра. Пиковая интенсивность входного импульса  $I = 2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

$b_2 = 2\pi\chi_{2e}/(n_o c)$ ,  $b_{3o,e} = 2\pi\chi_{3o,e}/(n_{o,e} c)$  при нелинейных слагаемых соответствуют компонентам нелинейной восприимчивости  $\chi_{2,3}$ , образованной электронным откликом, в то время как последние слагаемые в (1), (2) соответствуют рамановской нелинейности.

Следует отметить асимметрию между волнами различной поляризации. Вследствие нелинейного взаимодействия, как следует из (1), (2), обыкновенная волна может породить необыкновенную, в то время как обратный процесс запрещён.

## 2. Результаты численного моделирования

При проведении численного моделирования системы (1), (2) использовался следующий набор параметров, характерный для одноосных кристаллов с отрицательным двулучепреломлением [8]:  $n_o = 1.8$ ,  $n_e = 1.7$ ,  $\delta_o = 6.4 \cdot 10^{-43}$  с<sup>3</sup>см<sup>-1</sup>,  $\delta_e = 5.8 \cdot 10^{-43}$  с<sup>3</sup>см<sup>-1</sup>,  $\sigma_o = 2.7 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>,  $\sigma_e = 1.8 \cdot 10^{15}$  с<sup>-1</sup>см<sup>-1</sup>. Нетрудно оценить, что вклад в показатель преломления на центральной частоте спектра, создаваемый ионной дисперсией, меньше на два-три порядка, чем вклад электронной дисперсии. Величины нелинейных восприимчивостей второго порядка составляют  $\chi_{2o} = 0.47 \cdot 10^{-8}$  сгсэ,  $\chi_{2e} = 0.95 \cdot 10^{-8}$  сгсэ,  $\chi_{3o} = 1.7 \cdot 10^{-13}$  сгсэ,  $\chi_{3oe} = 1.29 \cdot 10^{-13}$  сгсэ,  $\chi_{3e} = 1.95 \cdot 10^{-13}$  сгсэ. Влияние эффекта ВКР исследовалось путём варьирования величины коэффициента  $q_{o,e}$ , пропорционального числу комбинационно-активных атомов  $N$ , которое бралось в диапазоне от  $N = 0$  до  $N_m = 10^{22}$  см<sup>-3</sup>.

Соотношение между нелинейной поляризацией рамановской природы и нелинейной поляризацией, учитывающей керровскую нелинейность, можно оценить

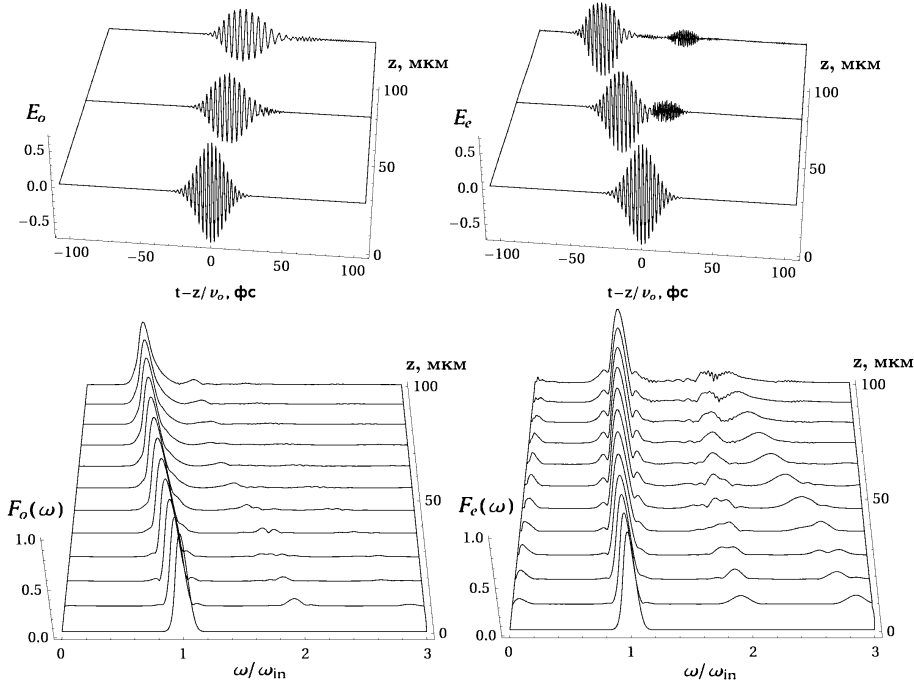


Рис. 3. Эволюция компонент  $E_o$  и  $E_e$  оптического импульса и их спектров  $F_o$  и  $F_e$  в условиях ВКС: квазисолитонный сдвиг спектра. Пиковая интенсивность входного импульса  $I = 1 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

следующим образом [7]:

$$q\chi \frac{\partial}{\partial t} \left( E \int_{-\infty}^t dt_1 \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 E^2 \right) / (b_3 E^2 \frac{\partial E}{\partial t}) \sim \frac{\omega_v}{\omega_e} (\omega \tau_p)^2, \quad (3)$$

где  $\omega$ ,  $\tau_p$  — частота и длительность импульса,  $\omega_v$ ,  $\omega_e$  — характерные частоты молекулярных колебаний и оптических переходов соответственно. Так при  $\omega_e \sim 10^{15}$ ,  $\omega_v \sim 10^{13}$  необходимо  $\omega \tau_p \sim 10$ . Очевидно, что при уменьшении длительности импульса до одного-двух периодов колебаний относительный вклад ВКР становится мал [6, 7].

В качестве начального условия рассматривался предельно короткий импульс лазерного излучения длительностью 15 фс и центральной частотой спектра 800 нм. Данная частота лежит в области нормальной дисперсии. Амплитуды полей и спектров составляющих импульса нормировались на начальное значение, а дистанция распространения задавалась в единицах длины дисперсионного распылывания (в мкм), обусловленной электронным откликом. Амплитуды обыкновенной и необыкновенной волн на входе считались равными.

В случае отсутствия рамановской нелинейности происходит характерная само-модуляция и уширение спектров (рис. 1), увеличивающиеся с ростом интенсивности (рис. 2). Наряду с этим возможна также генерация разностных и суммарных частот на квадратичной нелинейности. Из-за отсутствия синхронизма эффект незначителен.

Если же рамановская нелинейность имеет максимальное значение (рис. 3, 4), то для обыкновенной волны имеет место непрерывный сдвиг спектра как целого в красную область с одновременным его уширением, причём степень уширения,

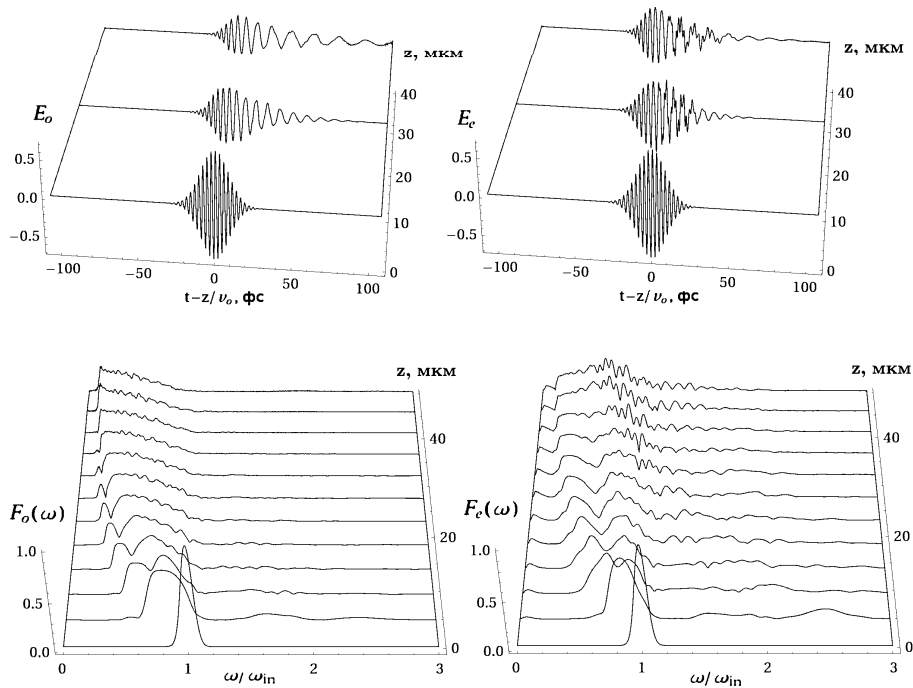


Рис. 4. Эволюция компонент  $E_o$  и  $E_e$  оптического импульса и их спектров  $F_o$  и  $F_e$  в условиях ВКС: красный сдвиг суперконтинуума. Пиковая интенсивность входного импульса  $I = 2 \cdot 10^{13}$  Вт/см<sup>2</sup>

так же как и красный сдвиг, растет с увеличением интенсивности. Беспороговый эффект сдвига спектра импульса в красную область при существенном влиянии групповой дисперсии получил название солитонного режима ВКС [5]. В случае предельно коротких импульсов при малых интенсивностях процесс носит квазисолитонный характер, в то время как при высоких интенсивностях происходит сдвиг суперконтинуума как целого в красную область.

Отметим, что импульс необыкновенной поляризации испытывает более медленный сдвиг спектра в красную область, что объясняется меньшей величиной эффективной рамановской нелинейности. Вследствие разницы показателей преломления сдвиг происходит неравномерно. В начальный момент времени, когда импульсы перекрываются, вклад в эффективную рамановскую нелинейность даёт также обыкновенная волна, вследствие чего сдвиг спектра происходит быстрее. При постепенном взаимном расхождении импульсов уменьшаются эффективная нелинейность и сдвиг спектра. Отметим также уменьшение сдвига спектра по мере приближения к границе области прозрачности. Для более детального анализа данного эффекта необходимо уточнение используемой модели.

### Заключение

В настоящей работе с помощью численного моделирования исследованы основные особенности вынужденного комбинационного рассеяния предельно коротких импульсов в оптически одноосной среде. Эффект ВКР становится существенным только для импульсов, квадрат числа колебаний в которых превосходит отношение характерной частоты оптических переходов к частоте молекулярных колебаний.

Вместе с непрерывным сдвигом спектра предельно короткого импульса в красную область происходит его сужение. Сдвиг спектров обыкновенной

и необыкновенной волн различен по величине, что обусловлено изменением величины эффективной нелинейности, возникающей при кросс-модуляции импульсов, а также отличиями в дисперсии для компонент с различными поляризациями.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект № 09-02-00503). А.Н. Бугай также благодарит Фонд некоммерческих программ «Династия».

### Summary

*A.N. Bugay, S.V. Sazonov. On the Spectral Transformation of Femtosecond Pulses in an Anisotropic Medium under the Conditions of Stimulated Raman Scattering.*

Stimulated Raman scattering of few-cycle pulses in a medium with uniaxial anisotropy is examined by numerical simulation. It is demonstrated that the stimulated Raman self-scattering of few-cycle pulses leads to the red shift of the pulse spectrum along with its broadening. The spectral shifts of ordinary and extraordinary waves are different.

**Keywords:** few-cycle pulse, spectral supercontinuum, stimulated Raman scattering.

### Литература

1. *Сухоруков А.П.* Нелинейные волновые взаимодействия в оптике и радиофизике. – М.: Наука, 1988. – 232 с.
2. *Желтиков А.М.* Да будет белый свет: генерация суперконтинуума сверхкороткими лазерными импульсами // Усп. физ. наук. – 2006. – Т. 176, № 6. – С. 623–649.
3. *Дианов Е.М., Карасик А.Я., Мамышев П.В., Прохоров А.М., Серкин В.Н., Стельмах М.Ф., Фомичев А.А.* ВКР преобразование многосолитонных импульсов в кварцевых волоконных световодах // Письма в ЖЭТФ. – 1985. – Т. 41, № 6. – С. 242–244.
4. *Mitschke F.M., Mollenauer L.F.* Discovery of the soliton self-frequency shift // Opt. Lett. – 1986. – V. 11, No 11. – P. 659–661.
5. *Серкин В.Н., Беляева Т.Л., Корро Г.Х., Агуеро Гранадос М.* Вынужденное комбинационное саморассеяние фемтосекундных импульсов. Солитонный и несолитонный режимы когерентного саморассеяния // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 4. – С. 325–330.
6. *Желтиков А.М.* Комбинационное рассеяние света в фемто- и аттосекундной физике // Усп. физ. наук. – 2011. – Т. 181, No 1. – С. 33–58.
7. *Сазонов С.В., Соболевский А.Ф.* О нелинейном распространении предельно коротких импульсов в оптически одноосных средах // Журн. эксперим. и теорет. физики. – 2003. – Т. 123, № 6. – С. 1160–1178.
8. *Nikogosyan D.N.* Nonlinear Optical Crystals: A Complete Survey. – N. Y.: Springer, 2005. – 440 p.

Поступила в редакцию  
21.03.11

---

**Бугай Александр Николаевич** – кандидат физико-математических наук, научный сотрудник, Объединенный институт ядерных исследований, г. Дубна, Россия.

E-mail: *bugay\_aleksandr@mail.ru*

**Сазонов Сергей Владимирович** – доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник, Российский научный центр «Курчатовский институт»; профессор, Московский авиационный институт (государственный технический университет), г. Москва, Россия.

E-mail: *sazonov.sergey@gmail.com*